

Шур М. Л.

Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург

Новослугина А. П.

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург

Смородинский Я. Г.

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ СПОСОБ АНАЛИЗА ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ В ЦЕЛЯХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТОВ

В докладе рассмотрены вопросы расчета магнитостатических полей в ферромагнетиках с учетом нелинейной зависимости намагниченности от напряженности поля. Показано, что нелинейность магнитных свойств ферромагнетика существенна только в некоторых точках, расположенных на границе раздела сред ферромагнетик-воздух.

В докладе рассматривалась возможность описания полей дефектов с помощью поверхностных и объемных зарядов, а также аппроксимация полей дефектов типа расслоения полями точечных магнитных зарядов.

В результате исследований было установлено, что объемные магнитные заряды сосредоточены в малой области вблизи углов дефектов и около поверхности пластины. Величина поля поверхностных магнитных зарядов не зависит от глубины залегания дефекта, а величина поля объемных магнитных зарядов зависит от глубины залегания дефекта, магнитных характеристик стали и величины внешнего намагничивающего поля.

Ключевые слова: *магнитостатика, магнитные поля рассеяния, поверхностные и объемные магнитные заряды, дефекты типа расслоения.*

В основе магнитных методов неразрушающего контроля (ММНК) лежит регистрация магнитных полей рассеяния. Они возникают при наличии дефектов сплошности. Задачей магнитостатики является изучение зависимости пространственного распределения магнитного поля рассеяния от формы ферромагнитного объекта контроля и наличия в нем дефектов.

В отсутствии токов магнитостатическое поле описывается двумя уравнениями Максвелла [1]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = 0 \text{ и } \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (1)$$

где \vec{H} – вектор магнитного поля;

\vec{B} – вектор магнитной индукции.

Связь между этими векторами определяется материальным уравнением, которое учитывает индивидуальные свойства среды:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}(|\vec{H}|)), \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума.

Уравнение (2) называется материальным, так как зависимость $\vec{M}(|\vec{H}|)$ в настоящее время может быть получена только экспериментальным путем, и она определяется внутренней структурой исследуемого материала, наличием в нем внутренних упругих напряжений и многими другими факторами.

Подставляя выражение (2) в (1), получаем:

$$\operatorname{div} \vec{H} = -\operatorname{div} \vec{M}(H) \quad (3)$$

Напряженность магнитного поля можно записать через скалярный потенциал: $\vec{H} = -\operatorname{grad} \varphi$, поэтому уравнение (3) преобразуется в следующий вид:

$$\Delta \varphi = \operatorname{div} \vec{M}, \quad (4)$$

где $\rho = -\operatorname{div} \vec{M}$ по аналогии с электростатикой называют плотностью объемных магнитных зарядов.

Уравнение (4) – это уравнение Пуассона. Если правая часть этого уравнения равняется нулю, то оно превращается в уравнение Лапласа. Решение уравнения Пуассона складывается из двух слагаемых: потенциала объёмных зарядов φ_ρ и потенциала поверхностных зарядов φ_σ [2].

Магнитный заряд – вспомогательное понятие, вводимое при расчётах статических магнитных полей по аналогии с электрическим зарядом, создающим электростатическое поле, но магнитный заряд, в отличие от электрического, реально не существует.

Основоположниками исследования моделей дефектов с помощью магнитных зарядов можно считать Р. И. Януса, С. В. Вонсовского, Ф. Фёрстера и А. Б. Сапожникова.

Использование магнитных зарядов в задачах магнитной дефектоскопии существенно облегчает понимание магнитостатических эффектов.

На рис. 1 приведено полученное расчетным путем распределение объемных зарядов ρ вблизи бесконечно длинного немагнитного кругового цилиндра в плоскопараллельной ферромагнитной пластине. Результаты исследований показали, что объемные магнитные заряды сосредоточены в малой области вблизи углов дефекта и около поверхности пластины. Например, поле дефекта типа расслоения может быть аппроксимировано полем точечных магнитных зарядов, расположенных на гранях этого дефекта [3].

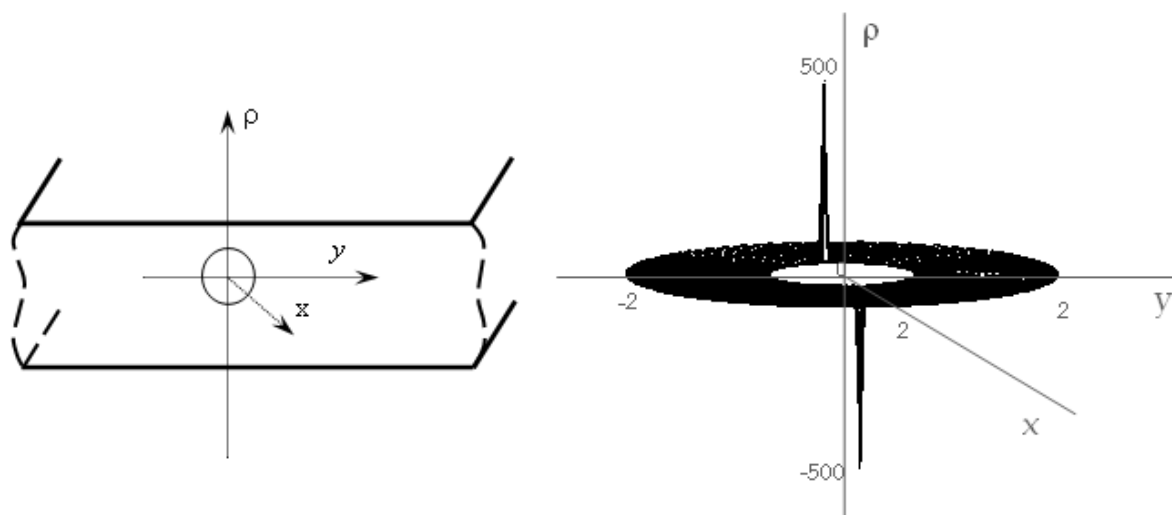


Рис. 1. Распределение объёмных зарядов вокруг цилиндрического дефекта в плоскопараллельной пластине

Магнитное поле этих зарядов может быть записано следующим образом:

$$H_{xQ} = Q \cdot f(x), \quad (5)$$

а $f(x)$ в двумерном случае равна

$$f(x) = \frac{(x-k)}{(x-k)^2 + (y+h)^2} - \frac{(x+k)}{(x+k)^2 + (y+h)^2} + \frac{(x-k)}{(x-k)^2 + (y+2t-h)^2} - \frac{(x+k)}{(x+k)^2 + (y+2t-h)^2}. \quad (6)$$

Уравнение (6) мы получили, используя метод зеркальных отображений (рис. 2).

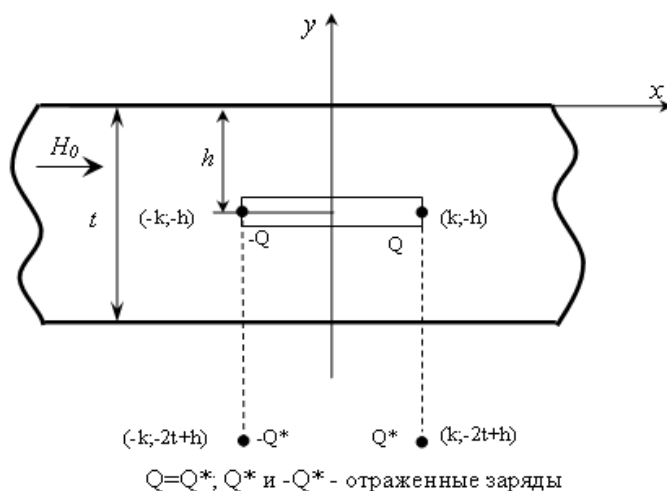


Рис. 2. Модель дефекта типа расслоения в плоскопараллельной пластине

Чтобы определить величину зарядов, изображенных на рис. 2, мы посчитали точное значение для поля дефекта $H_{dx}(x,y)$ численными методами в пакете ELCUT. Величина Q определялась следующим образом:

$$Q = \frac{H_{dx}(x=0; y=0.25)}{f(x=0; y=0.25)}. \quad (7)$$

Было получено, что графики аналитических расчетов, выполненных по формуле (5), и численных расчетов H_x над вытянутыми вдоль оси x дефектами различных размеров по топографии хорошо совпадают.

На рис. 3 представлена зависимость $H' = \frac{H_x(x=0) - H_o}{H_o}$ от глубины залегания дефекта размером 10 мм х 1 мм в стали 10, стали 30ХГСА и при $\mu = \text{const}$.

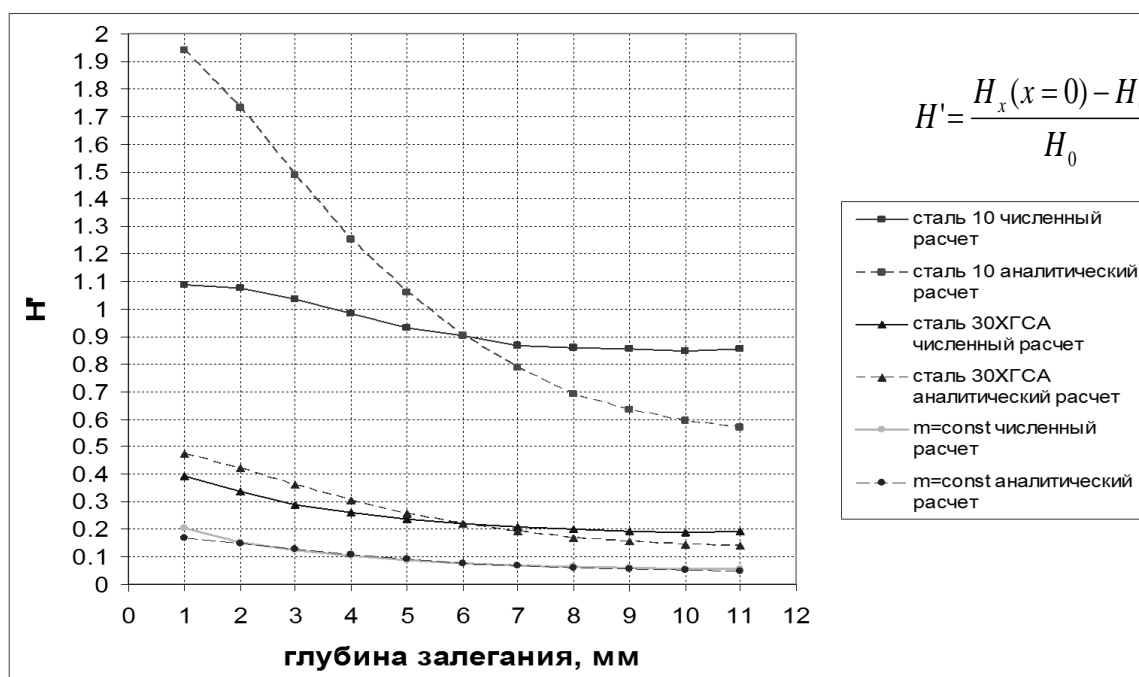


Рис. 3. Зависимость H' от глубины залегания дефекта

Для построения графиков аналитических расчетов определялась величина Q при глубине залегания дефекта 6 мм. При $\mu = \text{const}$ графики численных и аналитических расчетов практически совпадают, что нельзя сказать про графики расчетов H' в сталях 10 и 30ХГСА. Также в ходе работы было установлено, что величина внешнего намагничивающего поля также оказывает влияние на поле дефекта в реальных сталях.

В заключение хотелось бы отметить, что мы пытались продвинуться в области решения обратных задач магнитостатики путем «доопределения» некорректных задач. В качестве «доопределения» мы использовали аппроксимацию полей дефектов полями точечных магнитных зарядов.

Было установлено, что объемные магнитные заряды сосредоточены в малой области вблизи углов дефектов и около поверхности пластины. Например, в цилиндрическом дефекте объемные заряды находятся на границе раздела сред по направлению поля намагничивания диаметрально противоположно друг относительно друга.

Важно отметить, что величина поля поверхностных магнитных зарядов не зависит от глубины залегания дефекта, а величина поля объемных магнитных зарядов зависит от глубины залегания дефекта, магнитных характеристик стали и величины внешнего намагничивающего поля. Это было подтверждено расчетами H' над плоскопараллельной пластиной из материала с постоянной магнитной проницаемостью, а также из стали 10 и стали 30ХГСА.

Литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: учеб. пособ. для вузов. В 10 т. Т. 2. Теория поля. 8-е изд. М.: Физматлит. 2003. 536 с.
2. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. М.: Изд-во иностранной литературы, 1960. 942 с.
3. Шур М. Л., Новослугина А. П., Смородинский Я. Г. Вопросы теории и расчета магнитостатических полей в ферромагнетиках // Дефектоскопия. 2014. № 7. С. 31–43.